электронный журнал
МОЛОДЕЖНЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК
Издатель ФГБОУ ВПО "МГТУ им. Н.Э. Баумана". Эл No. ФС77-51038.

Исследование существующих методик расчета радиационного теплового потока в камере ракетного двигателя на твердом топливе

 # 06, июнь 2012

Сафонова Д. Б.

Студент, группа Э1-Д2,
кафедра «Ракетные двигатели»

Научный руководитель: Александренков В. П.,
к. т. н., доцент кафедры «Ракетные двигатели»

МГТУ им. Н.Э. Баумана
Btd11@list.ru

Проблема теплозащиты в современных ракетных двигателях на твердом топливе (РДТТ) чрезвычайно важна из-за предельно высоких значений термодинамических параметров протекающих в них процессов (температура в камере $T_к$=2000…4000 К, давление в камере $p_к$=3…20 МПа, скорость продуктов сгорания до 3000 м/с).

Сложный механизм термомеханического взаимодействия продуктов сгорания с материалами конструкции сопровождается интенсивными тепловыми (конвективными и радиационными) потоками. Особая роль при расчете и проектировании теплозащиты отводится радиационному (лучистому) теплообмену, ввиду большой доли и значимости радиационного потока $q_р$ в суммарном потоке: так в камере $q_р$=(0,8…0,95)q_Σ, в критическом сечении сопла $q_р$=(0,15…0,3)q_Σ.

Специфика лучистого теплообмена обусловлена особенностями свойств рабочего тела двигателя, в том числе наличием большой массовой доли конденсированной фазы ($z_к$=30…40 %), многофакторностью механизма взаимодействия с материалами, особенностями конструктивного исполнения различных зон камеры и т. п. Это приводит к разнообразию индивидуальных подходов в методах расчета $q_р$, сложившихся в практике проектирования тепловой защиты РДТТ.

Излучение – фундаментальное свойство материи, имеющее квантово-волновую природу. Несмотря на спектральный характер излучения, наибольшее распространение получила его лучевая интегративная модель Стефана-Больцмана. Взаимодействие излучения с веществом (лучистый теплообмен) является совокупностью процессов собственного излучения, поглощения, отражения и пропускания. В связи с этим, результирующий радиационный поток трудно поддается расчету.

Излучения твердых и газообразных веществ существенно отличаются по своему характеру друг от друга. Так первые излучают с поверхности в широком диапазоне спектра, а для газов характерен узкий спектр объемного излучения, в основном, трехатомных молекул (CO_2, H_2O). Известны и другие принципиальные различия.

Лучистый теплообмен в камерах с чистыми гомогенными продуктами сгорания баллиститных топлив достаточно хорошо определяется по методике, используемой для расчета в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) [1].

Для общего случая гетерогенных продуктов сгорания смесевых топлив РДТТ лучистый теплообмен во многом определяется наличием и свойствами конденсированной фазы, а посему методы его расчета существенно зависят от теоретических подходов, накопленного опыта и субъективных авторских предпочтений разработчиков.

Здесь можно видеть ряд наиболее известных методов или школ, представленных следующими авторами:

-Мазинг Г. В. и Орлов Б. В [2];

-Панин С. Д. , Шишков А. А. (МИТ) [3];

-Фахрутдинов И. Х., Котельников А. В. (КАИ) [4];

-Коротеев А. С. (ФГУП Исследовательский Центр им. М.В.КЕЛДЫША) [5].

Существуют и другие школы расчета q_p.

В работе [2] q_p предлагается рассчитывать по формуле $q_{\text{р}} = \varepsilon_w \cdot \varepsilon_{\text{пс}} \cdot \sigma_0 \cdot (T_{\text{к}}^4 - T_w^4)$,

где T_w- температура стенки в К, $T_к$- температура в камере сгорания в К.

Излучательную способность стенки ε_w рекомендуется принимать равной 0,8. Излучательную способность продуктов сгорания $\varepsilon_{\text{пс}}$ предлагается определять по формуле $\varepsilon_{\text{пс}} = 1 - (1 - \varepsilon_г) \cdot e^{-d \cdot l}$,

где $\varepsilon_г = \varepsilon_{H2O} + \varepsilon_{CO2} - \varepsilon_{H2O} \cdot \varepsilon_{CO2}$- излучательная способность газообразных продуктов сгорания, ε_{CO2}– излучательная способность углекислого газа, ε_{H2O} - излучательная способность паров воды;

$l = 0{,}9 \cdot D_э$- средняя длина пути луча в м, $D_э$- характерный диаметр излучающего объема, например, диаметр камеры сгорания в м;

$d = 0{,}042 \cdot \frac{1}{\rho_{кф}} \sqrt[3]{\frac{T_к}{d_{43}^2}} \cdot z_к$- эффективный коэффициент ослабления луча в продуктах сгорания, $\rho_{кф}$ - средняя плотность частиц конденсированной фазы, рекомендуемый диапазон значений 2200…2400 кг/м^3, $z_к$- массовая доля частиц к-фазы, d_{43}- среднемассовый диаметр частиц конденсированной фазы продуктов сгорания, который зависит от характерного места газодинамического тракта, например, для камеры сгорания d_{43} = 20…50 мкм, а для входа в сопло рекомендуется принимать d_{43}= 4…6 мкм.

Излучательная способность газов CO_2 и H_2O определяется либо по номограммам (рис.1-4), либо, для удобства математического моделирования, по формулам.

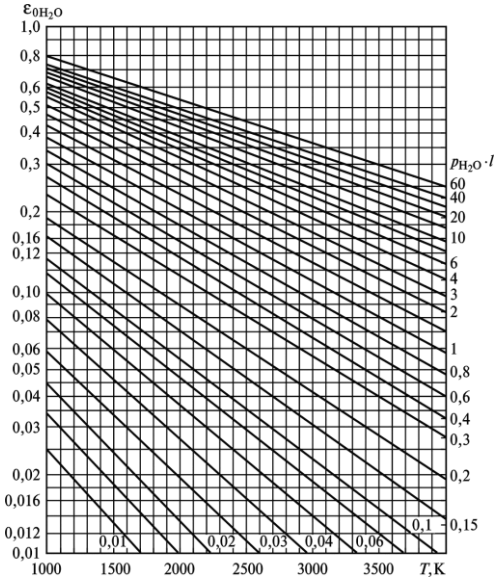

Рис. 1. Зависимость $\varepsilon_{0H_2O} = f(T, p_{H_2O}l_э)$, где p - в бар, $l_э$ - в м

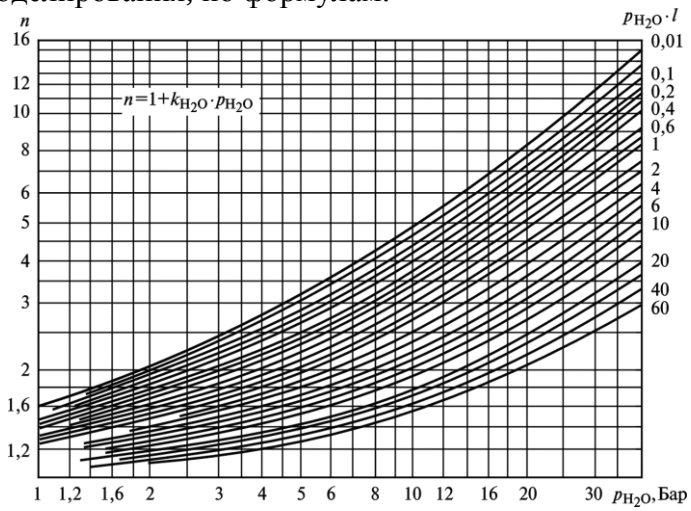

Рис. 2 . $n = 1 + k_{H_2O} \cdot p_{H_2O} = f(p_{H_2O}, p_{H_2O}l_э)$

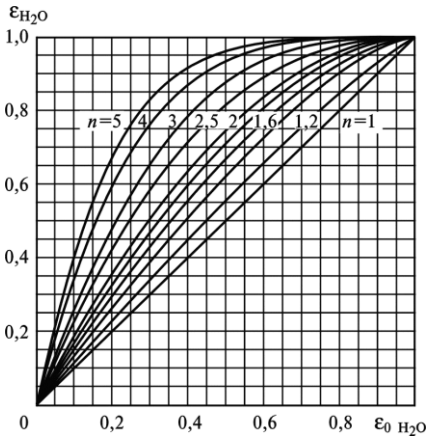

Рис. 3. Определение излучательной способности ε_{H_2O}

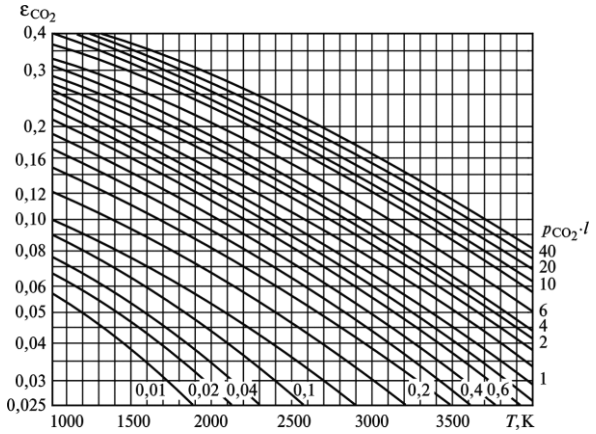

Рис. 4. Излучательная способность углекислого газа $\varepsilon_{CO_2} = f(T, p_{CO_2}l)$

Излучательные способности паров воды ε_{H_2O} и углекислого газа ε_{CO_2} являются функциями парциальной плотности или давления, длины l и температуры $T_к$.

Для воды ε_{H_2O} можно определить по такой зависимости: $\varepsilon_{H2O} = 1 - (1 - \varepsilon_{0H2O})^n$,

где $\varepsilon_{0H_2O} = f(T, p_{H_2O}\, l)$- излучательная способность молекул H_2O при $p_{H_2O} \to 0$ и $p_к$ = 0,101 МПа, $n = 1 + k_{H2O} \cdot p_{H2O}$, $k_{H_2O} = f(p_{H_2O}\, l_э)$ – коэффициент, учитывающий влияние давления p_{H_2O} на ε_{H_2O}, p_{H_2O}- парциальное давление.

Значение $\varepsilon_{0H_2O} = f(T, p_{H_2O}l)$ определяется по номограммам, полученным путем экстраполяции данных Хоттеля и Эгберта, показанным на рис.1. Значение степени n можно найти с помощью номограмм, изображенных на рис.2. По найденным значениям n и ε_{0H_2O} на номограммах, изображенных на рис. 3, ищется значение излучательной способности ε_{H_2O}.

Значение излучательной способности CO_2 определяется с помощью номограммы на рис. 4, где p_{CO_2}- парциальное давление, в бар.

Найти значения излучательных способностей можно также по следующим формулам:

$\varepsilon_{H2O} = 4{,}4425 \cdot (p_{H2O})^{0,8} \cdot l^{0,6} \cdot \left(\frac{T_к}{100}\right)^{-1}$, $\varepsilon_{CO2} = 1{,}5306 \cdot (p_{CO2} \cdot l)^{0,33} \cdot \left(\frac{T_к}{100}\right)^{-0,5}$.

К достоинствам метода относятся возможность аналитического решения по исходным данным процесса и учет множества факторов.

К недостаткам – недостаточная обоснованность принимаемых к расчету формул, избыток принимаемых приближений и допущений, неопределенность в границах применимости метода.

Согласно методике [3] q_p вычисляется по модели некоторого идеализированного теплообмена между двумя серыми телами – многофазной средой продуктов сгорания и стенками по аналогии классической модели лучистого обмена между двумя твердыми параллельными стенками.

$q_p = \varepsilon_{эф}\sigma_0(T_к^4 - T_w^4)$,

где σ_0= 5,67·10^{-8} Вт/ (м^2·К^4) – постоянная Стефана-Больцмана;

T_w- температура стенки в К;

$T_к$- температура в камере сгорания в К;

$\varepsilon_{эф} = \left(\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{1}{\varepsilon_{пс}} - 1\right)^{-1}$ - эффективная степень черноты, $\varepsilon_{пс} = \frac{\int_0^\infty q_\nu d\nu}{\sigma_0 T_\infty^4}$ - интегральная степень черноты многофазной среды (излучательная способность продуктов сгорания $\varepsilon_{пс}$=1/(σ_0·$T_к^4$)), представляющая собой отношение падающего интегрального потока к интегральному потоку абсолютно черного тела, ε_w- степень черноты стенки (излучательная способность стенки,

определяемая из справочных данных).

Излучательная способность продуктов сгорания определяется различными способами:

- приближенным решением уравнения переноса излучения;

- по эмпирической формуле $\varepsilon_{\text{пс}} = 1 - exp(-c \cdot \rho_{\text{кф}} \cdot l)$, где c - опытный коэффициент (довольно спорная величина с большим разбросом);

- для быстрых инженерных оценок по регрессивному соотношению обобщающих опытных данных $\varepsilon_{\text{пс}} = 0{,}0229 + 0{,}0616\, d_{32} + 0{,}00011\, T_{\text{к}} - 0{,}3684 \cdot z_{\text{к}} + 0{,}00502 \cdot p_{\text{к}} - 0{,}00338 \cdot l$, где $d_{32} = \frac{\int_0^{+\infty} d^3 \cdot f(d) \cdot dd}{\int_0^{+\infty} d^2 \cdot f(d) \cdot dd}$ - средний оптический диаметр конденсированной фазы.

Для случая чистых газов рекомендуется рассчитывать q_p по известным методикам, например, как в ЖРД [1], где излучательные способности паров воды ε_{H_2O} и углекислого газа ε_{CO_2} можно определить аналитически, как в предыдущем методе.

К достоинствам можно отнести прозрачность концепции, простоту и скорость расчета.

К недостаткам- необходимость знания функции распределения частиц конденсированной фазы по размерам, либо коэффициента *c*.

В работе [4] полагается, что излучаемые тела – «серые». Предлагается рассчитывать q_p по формуле $q_p = \sigma_0 \cdot \varepsilon_w \cdot \left[\varepsilon_{\text{пс}} \left(\frac{T_{\text{к}}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_w}{100}\right)^4\right]$.

Излучательная способность продуктов сгорания определяется через излучательную способность газовой фазы, согласно выражению $\varepsilon_{\text{пс}} = 1 - (1 - \varepsilon_г) \cdot exp\left(0{,}6 \cdot \frac{z_к}{1 - z_к} \cdot \frac{l}{d_{кч}} \cdot \frac{\rho_г}{\rho_{кф}}\right)$,

где $\varepsilon_г$- излучательная способность газообразных продуктов сгорания;

$z_к$ - массовая доля частиц к-фазы;

$d_{кч}$ – диаметр конденсированных частиц, рекомендуется 5…10 мкм;

$\rho_г$ - плотность газовой фазы в рассматриваемой области потока, кг/м^3;

l - длина пути луча, м;

$\rho_{кф}$ – средняя плотность частиц конденсированной фазы, кг/м^3.

Излучательную способность газа определяют по зависимости $\varepsilon_г = 1 - (1 - \varepsilon_{H2O}) \cdot (1 - \varepsilon_{HCl}) \cdot (1 - \varepsilon_{CO})(1 - \varepsilon_{CO_2})$, при этом излучательными способностями HCl и CO рекомендуется пренебрегать за малостью величин, а ориентиром для $\varepsilon_г$ продуктов сгорания смесевых топлив считать диапазон 0,5…0,75.

Для данной работы неясны основания применяемой модели для расчета лучистого теплового потока.

В работе [5] проблема расчета лучистого теплообмена в РДТТ рассматривается с позиции переноса теплового излучения с учетом спектральных характеристик излучения, поглощения и рассеяния газовой и конденсированной фаз.

Для случая предположения независимости степени черноты среды $\varepsilon_{\text{пс}}$ и стенки ε_w от длины волны излучения в одномерной постановке предлагается модель идеализированного теплообмена в камере по классической задаче двух излучающих стенок (предложение Н.Н. Ивенских).

$$q_{\text{р}} = 56{,}985 \cdot \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{пс}}} + \frac{1}{\varepsilon_w} - 1} \cdot \left[\left(\frac{T_{\text{к}}}{1000}\right)^4 - \left(\frac{T_w}{1000}\right)^4\right].$$

Здесь степень черноты продуктов сгорания определяется по соотношению $\varepsilon_{\text{пс}} = \frac{2}{1 + \frac{1}{f(\beta) \cdot \sqrt{\alpha}}}$,

где $f(\beta)$- вспомогательная функция, β- эффективная оптическая толщина области теплообмена;

α- вероятность поглощения фотонов;

T_w – температура стенки в К; $T_к$ – температура в камере сгорания в К.

Эти переменные определяются следующим образом: $\beta = L \cdot \Sigma_{tr} \cdot \sqrt{\alpha}$, $\alpha = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{tr}}$, где $L = \Sigma_{tr} \cdot z_к$- оптическая толщина.

Суммарные интегральные (взамен спектральных) коэффициенты поглощения излучения частицами Σ_α и взаимодействия излучения с частицами Σ_{tr} находятся по зависимостям:

$$\sum_a = \sum_a^u + k, \quad \sum_{tr} = \sum_{tr}^u + k\ ,$$

$$\sum_a^u = \sigma_a \cdot \frac{p_к \cdot 10^{-5}}{4 \cdot \left(\frac{T_к}{1000}\right)} \cdot \frac{z_к}{(1-z_к)}\ , \qquad \sum_{tr}^u = \sigma_{tr} \cdot \frac{p_к \cdot 10^{-5}}{4 \cdot \left(\frac{T_к}{1000}\right)} \cdot \frac{z_к}{(1-z_к)}\ ,$$

$$k = k_p(T_к) \cdot \frac{3{,}2 \cdot p_к \cdot 10^{-5}}{40 \cdot \left(\frac{T_к}{1000}\right)}\ ,$$

где $\sum_\alpha^u$ *и* $\sum_{tr}^u$ - коэффициенты поглощения и рассеяния для частиц соответственно;

k- коэффициент поглощения газовой фазы;

σ_a- среднее сечение поглощения излучения частицами к- фазы в 1/м;

σ_{tr}- среднее транспортное сечение взаимодействия излучения с частицами в 1/м;

$k_p(T_к)$- средний коэффициент поглощения излучения по Планку в 1/м;

$p_к$- давлениев камере сгорания в бар;

$z_к$- массовая доля частиц к-фазы.

Значения переменных $f(\beta)$, k_p, σ_a, σ_{tr} могут быть найдены из представленных графиков (рис. 5-7).

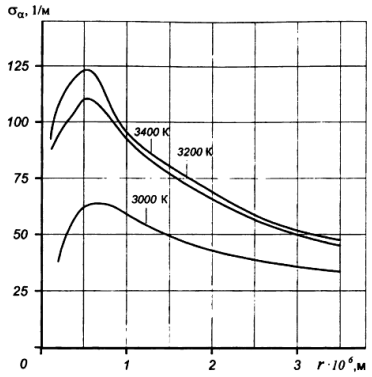

Рис. 5. Среднее сечение поглощения излучения частицами конденсированной фазы при единичной плотности продуктов сгорания в зависимости от радиуса частицы

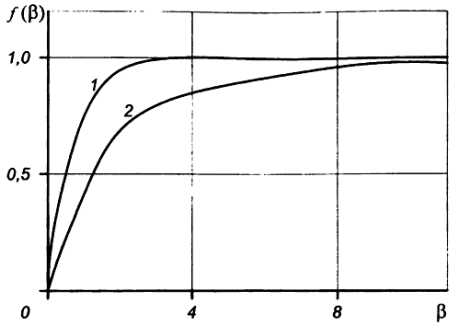

Рис. 6. Вспомогательные функции

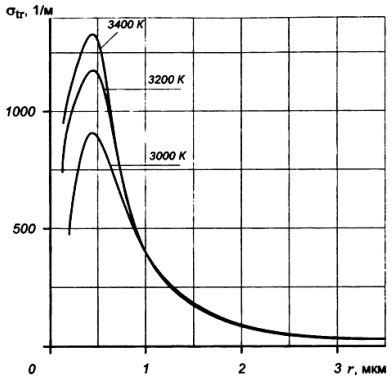

Рис. 6. Среднее транспортное сечение взаимодействия излучения с частицами в зависимости от радиуса частиц

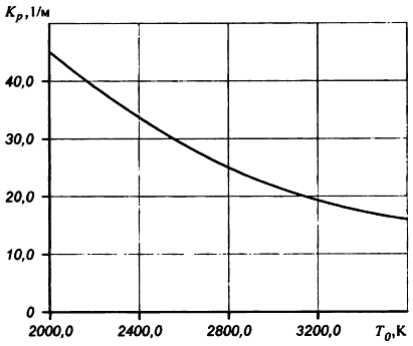

Рис. 7. Зависимость среднего коэффициента поглощения по Планку от температуры

Эффективный радиус частиц определяется по соотношению $r = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\int_0^\infty r^3 f(r)dr}{\int_0^\infty r^2 f(r)dr} + \frac{\int_0^\infty r^2 f(r)dr}{\int_0^\infty r f(r)dr}\right]$.

Для корректного расчета радиационного теплового потока необходимо решать задачу в двумерной постановке сложного комбинированного теплообмена.

Достоинством является спектральный подход при учете взаимодействия газового потока и конденсированной фазы, но в источнике допущена опечатка.

Какой из приведенных методов расчета наиболее достоверен – неизвестно, поэтому проводится исследование на базе конкретного технического решения.

Заряд изготавливают из высокоэнергетического смесевого топлива, содержащего 90% твердого наполнителя (в т.ч. 20% алюминия и 12% октогена) и 10% связки на основе полибутадиена с концевыми гидроксильными группами. Пуск и работа РДТТ осуществляется обычным способом.

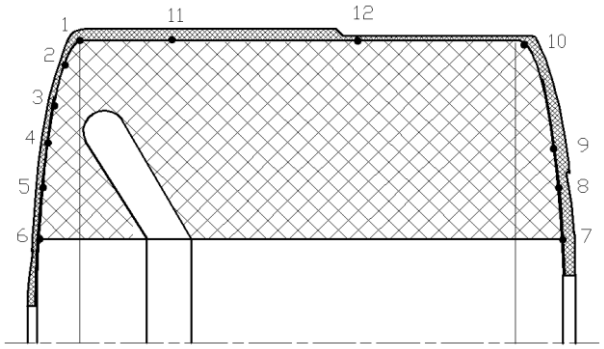

Рис. 8. Расчетная схема

Разделим условно наш объект на три зоны:

- зона переднего днища;
- цилиндрической обечайки;
- заднего днища.

Данные для расчета:

температура теплозащитного покрытия T_w = 2500 К; температура в камере $T_к$ = 3309 К; массовая доля частиц к-фазы $z_к$=0,3181; давление в камере $p_к$ =3,24 МПа; внутренний диаметр заряда $d_в$=240 мм; наружный диаметр заряда $d_н$= 700 мм; плотность частиц к-фазы $\rho_{кф}$=2300 кг/м^3; диаметр частиц к-фазы $d_{кч}$=7мкм; плотность $\rho_г$=0,3 кг/м^3

Результаты расчета для первого метода

Номер точки	l, м	ε_{H_2O}	ε_{CO_2}	$\varepsilon_г$	$\varepsilon_{пс}$	$q_р$,Вт/м^2
1	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	588060
2	0,540	0,0594	0,0472	0,1037	0,1416	535909
3	0,410	0,0504	0,0431	0,0912	0,1240	454638
4	0,350	0,0459	0,0409	0,0849	0,1133	415386
5	0,240	0,0368	0,0362	0,0717	0,0917	336325
6	0,168	0,0343	0,0349	0,0680	0,0858	314749
7	0,168	0,0343	0,0349	0,0680	0,0858	314749
8	0,240	0,0368	0,0362	0,0717	0,0917	336325
9	0,330	0,0443	0,0401	0,0826	0,1094	400969
10	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	588060
11	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	588060
12	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	588060

Результаты расчета для второго метода

Номер точки	l, м	ε_{H_2O}	ε_{CO_2}	$\varepsilon_г$	$\varepsilon_{пс}$	$q_р$,Вт/м^2
1	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	706769
2	0,540	0,0594	0,0472	0,1037	0,1416	626763
3	0,410	0,0504	0,0431	0,0912	0,1240	551203
4	0,350	0,0459	0,0409	0,0849	0,1133	504949
5	0,240	0,0368	0,0362	0,0717	0,0917	410841

6	0,168	0,0343	0,0349	0,0680	0,0858	384963
7	0,168	0,0343	0,0349	0,0680	0,0858	384963
8	0,240	0,0368	0,0362	0,0717	0,0917	410841
9	0,330	0,0443	0,0401	0,0826	0,1094	488031
10	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	706769
11	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	706769
12	0,630	0,0652	0,0496	0,1116	0,1604	706769

Расчет для третьего метода для одних и тех же значений степеней черноты продуктов сгорания дает отрицательный результат.

В четвертом методе допущена опечатка при согласовании температур и коэффициента σ_0. Поэтому при расчете необходимо это учитывать. Данные, полученные в первых двух расчетах, помогут сориентироваться в правильном порядке величины радиационного теплового потока, но как видно из результатов, для разных методов они всё равно различны.

Естественно, принимая при проектировании тепловой защиты большую величину тепловых потоков, мы надежнее страхуем наш двигатель от прогаров, но в то же время мы увеличиваем массу двигателя, что для двигателей космического назначения играет очень важную роль.

Список литературы

1. А.П. Васильев, В.М. Кудрявцев, В.А. Кузнецов и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей /Под ред. В.М. Кудрявцева. - М.: Высшая школа, 1993

2. Б.В. Орлов, Г.Ю. Мазинг Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе.- М.: Машиностроение, 1979.- 392 с.

3. С.Д. Панин, Б.В. Румянцев, А.А. Шишков. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива. Справочник.- М.: Машиностроение, 1989.- 420 с.

4. И.Х .Фахрутдинов, А.В. Котельников Конструкция и проектирование ракетных двигателей твердого топлива.- М.: Машиностроение, 1987.- 328 с.

5. А.С. Коротеев Газодинамические и теплофизические процессы в РДТТ.- М.: Машиностроение,2004.-512 с.